

発明の背景

【発明の技術分野】

本発明は、非開削工法における掘削位置の測定方法に関するものであり、特に、測定しようとしている信号磁界の周波数の近傍に周波数成分を有する雑音磁界が存在する場合に、その雑音磁界の影響を軽減して確度が高い位置測定を行う方法に関するものである。

【従来の技術】

この種の非開削工法の1つである水平ドリリング工法では、直径が100mm以下の細径のパイプを地中に押し込んで掘り進むために、通常の小口径推進工法で行われているような精密な位置測定機器を掘削先端付近に用意することはできない。そこで、通常、ドリルヘッド内に置いたコイルで交流磁界を発生させ、この磁界を地上のコイルなどの磁気センサで検出して位置を測定する方法が採用されている。

この方法は簡便であるが、コイルが発生する磁界はダイポール磁界であるためにコイルからの距離が遠くなると急速に減衰してしまう。そのために、位置測定を行っている近辺に例えば電力線などの磁気雑音発生源があると、信頼性の高い測定ができないという欠点がある。

発明の要約

本発明の目的は、このように掘削ヘッド中に格納されたコイルが発生する交流信号磁界を地上で検出して掘削位置を測定する際に、位置測定に影響を与える雑音磁界が存在する場合にも、高い信頼性を維持することができる位置測定方法を提供することにある。

この目的を達成するために、本発明による掘削位置測定方法は、磁界発生源から発生されている交流磁界を地上の磁気センサで測定して、その大きさと方向から該磁界発生源の位置を算出する非開削工法の掘削位置の測定方法であって、

前記磁界発生源から発生されている信号磁界以外に近傍の電流によって発生する雑音磁界が存在する場合に、

前記磁気センサで測定した測定磁界を、該雑音磁界のベクトルとしての方向と直交する平面上あるいは直線上に射影した射影成分を用いて、

前記磁界発生源の位置と該磁界発生源の鉛直方向からの傾きである傾斜角と該磁界発生源の軸方向の水平面内での方向である方位角の少なくとも1個を算出することを特徴とする構成を有している。

即ち、新エネルギー・産業技術総合開発機構が実施した平成11年度「エネルギー資源有

効利用技術研究国際化調査 高度通信ネットワーク構築の低消費エネルギー化技術の研究」
において、非開削工法における位置測定に影響を与える外来雑音磁界の大部分は何らかの形態の電流によって発生するものであることが判明した。この場合、大きさは時間的に不規則に変化するが、ベクトルとしての方向は各測定地点ごとに一定である。

本発明では、次のステップ（イ）（ロ）を採用することにより、その目的を達成している。

（イ） 雑音磁界の方向を測定して、雑音磁界と信号磁界が混在した測定磁界をこの雑音磁界の方向に直交する平面あるいは直線上に射影した射影成分を得る。

射影成分は原理的に雑音磁界に由来する成分を含まないから、射影成分の大きさ（直線上への射影の場合）あるいは大きさと方向（平面上への射影の場合）と磁界発生源が発生する磁界の対応する量を理論的に計算した値とが実質的に一致するかあるいは両者の差を最小にするような磁界発生源の位置、方位角、傾斜角の少なくとも1つを算出する。

磁界発生源の位置、方位角、傾斜角の内の何個が未知数であるかとどのような計算方法でこれらの未知数を算出するかによって決まる個数の相異なる位置において、磁界を測定して測定磁界を得る。

（ロ） 雑音磁界の方向を得るために、

a) 雑音磁界が実質的に1個である場合には、

- ・ 信号磁界が実質的に無い状態で、雑音磁界を測定して雑音磁界の方向を得る。
- ・ 信号磁界と異なる周波数に雑音磁界が周波数成分を持つ場合には、その周波数成分を測定して雑音磁界の方向を得る。

b) 雑音磁界が実質的に2個ある場合には、

第1の雑音磁界の周波数成分であって、その周波数成分の周波数の近傍に第2の雑音磁界と信号磁界が実質的に周波数成分を持たないその周波数成分を測定することによって、第1の雑音磁界のベクトルとしての方向を得て、第2の雑音磁界の周波数成分であって、その周波数成分の周波数の近傍に第1の雑音磁界と信号磁界が実質的に周波数成分を持たないその周波数成分を測定することによって、第2の雑音磁界のベクトルとしての方向を得る。

図面の簡単な説明

本発明の特徴は、図面を参照してなされる以下の詳細な説明で明瞭に理解されるであろう。

図1は、本発明方法における磁気センサの配置を説明するための斜視図である。

図 2 は、雑音磁界源が 1 個の場合の本発明方法による測定原理を説明するためのベクトル図である。

図 3 は、雑音磁界源が 2 個の場合の本発明方法による測定原理を説明するためのベクトル図である。

図 4 は、雑音磁界源が 1 個の場合の本発明方法において射影成分を求める処理の流れを示すフロー図である。

図 5 は、雑音磁界源が 2 個の場合の本発明方法において射影成分を求める処理の流れを示すフロー図である。

図 6 は、雑音磁界が 1 個の場合の信号磁界を求める処理の流れを示すフロー図である。

図 7 は、雑音磁界が 2 個の場合の信号磁界を求める処理の流れを示すフロー図である。

図 8 は、本発明方法における測定処理の流れを示すフロー図である。

図 9 は、雑音磁界源が 1 個の場合の本発明方法において信号磁界の位置算出処理の流れを未知数の個数と方程式の個数が一致する場合について示すフロー図である。

図 10 は、雑音磁界源が 1 個の場合の本発明方法において信号磁界の位置算出処理の流れを未知数の個数より方程式の個数が多い場合について示すフロー図である。

図 11 は、雑音磁界源が 2 個の場合の本発明方法において信号磁界の位置算出処理の流れを未知数の個数と方程式の個数が一致する場合について示すフロー図である。

図 12 は、雑音磁界源が 2 個の場合の本発明方法において信号磁界の位置算出処理の流れを未知数の個数より方程式の個数が多い場合について示すフロー図である。

図 13 は、信号磁界ベクトルの大きさを用いる場合の信号磁界を求める処理の流れの 1 例を示すフロー図である。

図 14 は、信号磁界ベクトルの大きさを用いる場合の信号磁界を求める処理の流れの他の例を示すフロー図である。

図 15 は、信号磁界源である掘削ヘッドが測定場所から離れているときに本発明方法において雑音磁界の方向を測定する配置を説明するための斜視図である。

図 16 は、本発明方法において雑音磁界の方向算出の流れを掘削ヘッドが測定場所から離れている場合で信号磁界源が磁界発生を停止している場合についてしめすフロー図である。

図 17 は、本発明方法において雑音磁界の方向算出の流れを信号磁界源と雑音磁界が混在している場合についてしめすフロー図である。

図 1 8 は、本発明方法において周波数スペクトルが極大となる周波数選択の動作を図 1 3 での雑音磁界の方向を求める処理で用いる方法を説明するための信号周波数スペクトル図である。

図 1 9 は、本発明方法において候補ベクトルの算出処理の流れを図 1 7 の雑音磁界の方向を求める処理で用いる第 1 の方法を説明するためのフロー図である。

図 2 0 は、本発明方法において候補ベクトルの算出処理の流れを図 7 3 の雑音磁界の方向を求める処理で用いる第 2 の方法を説明するためのフロー図である。

図 2 1 は、本発明方法において候補ベクトルの評価と雑音磁界方向を取得する処理の流れを図 1 7 の雑音磁界の方向を求める処理で用いる方法を説明するためのフロー図である。

図 2 2 は、本発明方法において周波数スペクトルが極大となる周波数選択の動作を図 1 7 での雑音磁界の方向を求める処理で用いる方法を説明するための信号周波数スペクトル図である。

図 2 3 は、本発明方法において雑音磁界の方向を求める測定方法を、信号磁界を所定の手順で停止して、測定磁界信号の振幅が信号磁界の停止中には小さく成ることを利用して、雑音磁界のみが存在する時間区間を特定動作を説明するための信号波形図である。

図 2 4 は、本発明方法における雑音磁界の方向を求める測定方法において、信号磁界を周期的に停止したときの測定磁界信号の振幅の時間変化の様子を示す信号波形図である。

図 2 5 は、本発明方法における雑音磁界の方向を求める測定方法において、信号磁界を所定のランダムな手順で停止したときの測定磁界信号の振幅の時間変化の様子を示す信号波形図である。

図 2 6 は、本発明方法における雑音磁界の方向を求める測定方法において、信号磁界を所定のシーケンスに基づいて停止し、そのシーケンスと測定磁界の相関関数が最大となる時刻を基点とするシーケンスにより特定磁界が停止している時間区間を特定して、その時間区間内の測定磁界の方向を雑音磁界の方向とする方法をしめすフロー図である。

図 2 7 は、本発明方法における雑音磁界の方向を求める測定方法において、信号磁界を所定のシーケンスに基づいて停止し、そのシーケンスと測定磁界の相関関数が極大となる複数の時刻から、最も確からしい信号磁界の発信／停止を表すシーケンスの開始時刻を求める方法をしめすフロー図である。

図 2 8 は、本発明方法における雑音磁界の方向を求める測定方法において、信号磁界を

所定のシーケンスに基づいて停止し、そのシーケンスと測定磁界の相関関数をシーケンスの周期を等分割した複数の時刻において算出し、その時刻において相関関数がなすベクトルに測定磁界を射影したときの分散が最小となるそのベクトルを雑音磁界の方向とみなす方法をしめすフロー図である。

図 29 は、本発明方法における雑音磁界の方向を求める測定方法において、信号磁界を所定のシーケンスに基づいて停止し、そのシーケンスと測定磁界の相関関数をシーケンスの周期を等分割した複数の時刻において算出し、その時刻において相関関数がなすベクトルに測定磁界を射影したときの分散が最小となるそのベクトルを雑音磁界の方向とみなす別の評価方法をしめすフロー図である。

図 30 は、本発明方法における雑音磁界の方向を求める測定方法において、信号磁界を所定のシーケンスに基づいて停止し、そのシーケンスと測定磁界の相関関数が極大となる複数の時刻から、最も確からしい信号磁界の発信／停止を表すシーケンスの開始時刻を求める方法をしめすフロー図である。

図 31 は、本発明方法における雑音磁界の方向を求める測定方法において、信号磁界を所定のシーケンスに基づいて停止し、そのシーケンスと測定磁界の相関関数をシーケンスの周期を等分割した複数の時刻において算出し、その時刻において相関関数がなすベクトルに測定磁界を射影したときの分散が最小となるそのベクトルを雑音磁界の方向とみなす別の評価方法をしめすフロー図である。さらに、

図 32 は、本発明の実施の際に用いる測定用フレームの構成例を示す斜視図である。

発 明 の 詳 細 な 説 明

図 1 に示すように、地表面 1 の地下に位置する測定対象の信号磁界源としての掘削ヘッド 2 の位置、すなわち測定しようとする掘削位置の近くに電力線などの雑音磁界を発生する磁気雑音源 3 が存在する場合に、地表面 1 上の適当な位置に磁気センサ 4 を配置して、この磁気センサ 4 により、信号磁界源としての掘削ヘッド 2 の位置を測定する場合に、掘削ヘッド 2 からの信号磁界ベクトル H_s と磁気雑音源 3 からの雑音磁界ベクトル H_n とが存在する。この場合、磁気センサ 4 により測定されるのは、信号磁界ベクトル H_s と雑音磁界ベクトル H_n とが合成された測定ベクトル H_m である。

ここで、位置ベクトル r 、時刻 t における雑音磁界をベクトル $H_n(r, t)$ とする。一方、磁界発生手段が発生する位置測定用の信号磁界をベクトル $H_s(r - r_c, \theta_c,$

t) とする。ここで、ベクトル θ_c は磁界発生手段の姿勢角であり、磁界発生手段に固定した座標系の大地に固定した座標系における 3 個の回転角である。

両者は同時に測定され、かつ雑音磁界ベクトル $H_n(r, t)$ は時間によりランダムに変化するから、雑音磁界の統計的な性質が既知で、かつ信号磁界と信号的に直交していない限り、測定磁界ベクトル $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ から信号磁界ベクトル $H_s(r - r_c, \theta_c, t)$ のみを取り出すことはできない。また、仮に雑音磁界を分離するための統計的な性質が位置測定に先立ち得られているとしても、分離のためには大量のデータが必要となり、実用的とは言い難い。本発明では、雑音磁界ベクトル $H_n(r, t)$ のベクトル $e_n(r)$ の方向を別の手段で得て、図 2 に示座標系において、図 4 に示すように、測定磁界ベクトル $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ のベクトル $e_n(r)$ の方向に垂直な面への射影成分ベクトル $H_m^P(r - r_c, \theta_c, t)$ を求める (S1, S2, S3)。

$$H_m^P(r - r_c, \theta_c, t) = H_m(r - r_c, \theta_c, t) - (H_m(r - r_c, \theta_c, t) \cdot e_n(r))e_n(r) \quad (1)$$

この成分は雑音磁界を含まない。なぜなら、

$$H_m^P(r - r_c, \theta_c, t) = H_s(r - r_c, \theta_c, t) - (H_s(r - r_c, \theta_c, t) \cdot e_n(r))e_n(r) \quad (2)$$

であるから、

$$H_m^P(r - r_c, \theta_c, t) = H_s(r - r_c, \theta_c, t) - (H_s(r - r_c, \theta_c, t) \cdot e_n(r))e_n(r) \quad (3)$$

となり、射影成分ベクトル $H_m^P(r - r_c, \theta_c, t)$ は雑音磁界ベクトル $H_n(r, t)$ の成分を含んでいないことが分かる。

しかしながら、ベクトル $e_n(r)$ の方向に垂直な射影面に射影されることにより射影成分ベクトル $H_m^P(r - r_c, \theta_c, t)$ は 1 軸分の情報を失っている。つまり、ベクトル $e_n(r)$ に平行な成分の大きさに関わらず同じ射影成分が求められるから、独立な成分は 2 個である。

独立な 2 成分を求める方法としてはどのような方法でも構わないが、例えば以下のような方法が使用可能である。

測定座標系 C_M (測定座標系については後述する) の座標軸のうちで、雑音磁界ベクトル $H_n(r, t)$ の方向 $e_n(r)$ と平行でない座標軸を 1 個選ぶ。その座標軸方向の単位ベクトルをベクトル e_m とする。これと方向 $e_n(r)$ のベクトル積 $e_{p,1} = e_m \times e_n(r)$ はベクトル $e_n(r)$ の方向に直交するから射影面に含まれ、かつ座標軸 e_m と直交する。射影成分ベクトル $H_m^P(r - r_c, \theta_c, t)$ をこのベクトル $e_{p,1}$

の方向に射影したものの方向を含めた大きさを $H_{m,1}^P(r-r_c, \theta_c, t)$ とする。すなわち、

$$H_{m,1}^P(r-r_c, \theta_c, t) = H_m^P(r-r_c, \theta_c, t) \cdot e_{p,1} \quad (4)$$

$$e_{p,1} = e_m \times e_n(r) \quad (5)$$

である (S 4)。

次に、ベクトル $e_{p,1}$ の方向とベクトル $e_n(r)$ の方向に直交する方向のベクトル $e_{p,2}$ を求める。ベクトル $e_{p,2}$ の方向はやはり、ベクトル $e_n(r)$ の方向に直交するから射影面に含まれ、かつベクトル $e_{p,1}$ の方向とも直交する。この方向への射影成分ベクトル $H_{m,2}^P(r-r_c, \theta_c, t)$ の射影を $H_{m,2}^P(r-r_c, \theta_c, t)$ とすれば、 $H_{m,1}^P(r-r_c, \theta_c, t) e_{p,1}$ と $H_{m,2}^P(r-r_c, \theta_c, t) e_{p,2}$ は射影成分ベクトル $H_m^P(r-r_c, \theta_c, t)$ を独立な 2 個のベクトルに分離したものになる。ここで、

$$H_{m,2}^P(r-r_c, \theta_c, t) = H_m^P(r-r_c, \theta_c, t) \cdot e_{p,2} \quad (6)$$

$$e_{p,2} = e_{p,1} \times e_n(r) \quad (7)$$

である。

そこで、磁界発生源の位置ベクトル r_c 、姿勢角ベクトル θ_c とした場合に磁界発生源が位置ベクトル r に発生する理論的な磁界を計算した計算磁界ベクトル $H_m(r-r_c, \theta_c, t)$ を測定磁界と同じ平面に射影した射影成分ベクトル $H_m^P(r-r_c, \theta_c, t)$ とが実質的に一致するように位置ベクトル r_c 、姿勢角ベクトル θ_c を決めれば、磁界発生源の位置と姿勢を得ることができる。

以上の説明は雑音磁界が実質的に 1 個の場合であったが、雑音磁界が 2 個存在する場合には、図 3 に示す座標系において、図 5 に示すように 2 個の雑音磁界ベクトル $H_{n,j}(r, t)$, $j = 1, 2$ の方向をベクトル $e_{n1}(r)$ 、ベクトル $e_{n2}(r)$ とすれば、この両者に直交する方向ベクトル $e_N(r) = e_{n1}(r) \times e_{n2}(r)$ への測定磁界の射影を用いる。すなわち、

$$H_m^P(r-r_c, \theta_c, t) = H_m(r-r_c, \theta_c, t) - (H_m(r-r_c, \theta_c, t) \cdot e_N(r)) e_N(r) \quad (8)$$

を求める (S 11, S 12, S 13)。ただし、

$$e_N(r) = e_{n1}(r) \times e_{n2}(r) \quad (9)$$

である。ここで、 \times はベクトル積を表す。この場合には、射影成分で独立な成分は 1 個、つ

まり大きさのみである。

ここで、磁界発生源の座標をベクトル $\mathbf{r}_c = (x, y, z)$ 、磁界発生源の姿勢角をベクトル $\theta_c = (\theta_x, \theta_y, \theta_z)$ とする。以後、 θ_x を回転角、 θ_y を傾斜角、 θ_z を方位角と呼ぶことにする。信号磁界が軸対称である場合には、対称軸が x - 軸であるとみなして、姿勢角をベクトル $\theta_c = (\theta_y, \theta_z)$ とする。

さらに、本発明においては、射影成分である式 (1) あるいは式 (6) の適当な 1 個の成分を用いて測定磁界ベクトル $H_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t)$ を同期検波することにより元の信号磁界ベクトル $H_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t)$ の各成分の大きさ $H_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c)$ を求めることが可能である。

$$H_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c) = \langle H_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t) H_m^P(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t) \rangle_i \quad (10)$$

ただし、 $H_m^P(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t)$ は式 (1) あるいは式 (6) で与えられる射影成分の適当な 1 成分である。

雑音磁界源が実質的に 1 個の場合の図 4 に示す。図 4 の処理を各測定地点ごとに繰り返す。また、雑音磁界源が実質的に 2 個の場合も図 5 に示す処理を各測定地点ごとに繰り返すことは、図 4 の場合と同様である。

元の信号磁界ベクトル $H_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t)$ の各成分の大きさ $H_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c)$ を求めるためには、各測定値点において射影成分を求めた後に式 (10) で与えられた処理を行えばよい。具体的には、図 6 あるいは図 7 に示す処理を行う [(S11, S12, S14, S15, S16) 又は (S11, S12, S14a, S16)]。

位置と姿勢角の求め方：

(1) 座標系と姿勢角の定義：

まず、説明に必要な座標系を定義する。

z - 軸を鉛直方向（上向き）とする大地に固定した座標系を設け、これを測定座標系ベクトル C_M と呼ぶことによする。 x - 軸と y - 軸は右手系をなすように適当にとる。例えば、測定用フレームの辺を水平面に投影した方向に平行にとる。

この座標系に対する磁界発生源の座標ベクトル $\mathbf{r}_c = (x, y, z)$ 、磁界発生源の姿勢角ベクトル $\theta_c = (\theta_x, \theta_y, \theta_z)$ を求めることが目的である。

一方、磁界発生源の軸方向を x 軸とし、磁界発生源が水平に置かれた場合に y - 軸が水平で、 z - 軸が鉛直方向（上向き）であるようにとった座標系を磁界発生源座標系ベクトル C

。とする。

磁界発生源の姿勢角ベクトル θ_c は、測定座標系ベクトル C_M と座標系ベクトル C_c との間の回転角として以下のように定義される。測定座標系ベクトル C_M と平行な状態にある座標系ベクトル C_{c0} を、まず z - 軸（どちらの座標系でも同じ）の周りに方位角 θ_z を回転する。この座標系を座標系ベクトル C_{c1} とする。次いで、座標系ベクトル C_{c1} の y - 軸の周りにその座標系ベクトル C_{c1} を傾斜角 θ_y だけ回転する。この座標系を座標系ベクトル C_{c2} とする。さらに、座標系ベクトル C_{c2} の x - 軸の周りにその座標系ベクトル C_{c2} を回転角 θ_x だけ回転する。この回転後の座標系が座標系ベクトル C_c となるように姿勢角ベクトル θ_c を定める。

(2) 独立な測定量と未知数の説明：

雑音磁界が実質的に 1 個の場合、1 個の場所で磁界を測定すれば 2 個の独立な測定量が得られる。また、雑音磁界が実質的に 2 個の場合、1 個の場所で磁界を測定すれば 1 個の独立な測定量を得られる。さらに同期検波によりもとの信号磁界の成分を求める場合には、1 個の場所で磁界を測定すれば 3 個の独立な測定量を得られる。一方、磁界発生源の座標ベクトル $r_c = (x, y, z)$ の 3 個の座標成分は未知数である。方位角 θ_z は地磁気の方角など別の基準がないと求めることができないから、掘削ヘッドが方位センサを備えていない限りこれも未知数となる。掘削ヘッドが磁性体である場合や、掘削ヘッドの近傍に埋設鋼管などの磁性体があると方位センサがあっても正確な方位を求めることができないから、多くの場合、方位角 θ_z は未知数となる。傾斜角 θ_y は鉛直方向を検出する傾斜角センサで容易に求めることができるため、既知であることが多い。回転角 θ_x についても傾斜角 θ_y と同様である。特に、信号磁界が軸対称である場合には、対称軸を x - 軸とみなせば回転角 θ_x は意味を持たないから、無視することができる。

いずれの場合においても、未知数の個数以上の独立な測定量を得られるように異なる位置で測定磁界を得ればよい。

測定系の配置：

例えば、図 1 に示すように地上に相互の位置が既知であるように 3 軸磁気センサを必要な個数配置して磁界を測定する。雑音磁界の方向は測定する場所ごとに異なっている可能性があるから、図 8 に本発明における位置測定の処理の流れを示しているように雑音磁界の方向を求める処理 (S 2 1) と測定磁界の射影成分を求める処理 (S 2 2) は各場所ごとに行う

必要がある。同期検波によりもとの信号磁界の成分を求める場合には、このための（指定段落の）処理を各場所ごとに行う必要がある。

測定処理の流れ：

雑音磁界の方向の測定（S 2 1）と射影成分による信号磁界源の位置の算出（S 2 3）と信号磁界成分による信号磁界源の位置の算出については以下に詳細に説明する。

【実施例】

雑音磁界が実質的に 1 個の場合の実施例：

射影成分を用いる場合には、未知数が N_U （ ≥ 1 ）1 個で、雑音磁界が実質的に 1 個の場合、図 9 に示すように、 $N_U / 2$ 個以上の異なる場所における測定磁界ベクトル H_m （ $r - r_c$ ， θ_c ， t ）から、（1）式で表される射影成分ベクトル $H_{m,q}$ （ $r - r_c$ ， θ_c ， t ）を求めて、各測定場所での射影成分の理論的な計算磁界の射影成分ベクトル $H_{c,q}$ （ $r - r_c$ ， θ_c ， t ）とが実質的に一致するように位置ベクトル r_c 、姿勢角ベクトル θ_c を決めれば（S 3 1）、磁界発生源の位置と姿勢を得ることができる（S 3 2）。

射影成分で同期検波した信号磁界の大きさを用いる場合には、 $N_U / 3$ 個以上の異なる場所で測定する。未知数の個数 N_U （ ≥ 1 ）が偶数である場合、未知数の個数と独立な測定量の個数を一致させることができ、測定磁界ベクトル H_m （ $r - r_c$ ， θ_c ， t ）を得る位置の個数 N_m を $N_m = N_U / 2$ とすると

$$\langle H_{m,q}^P(r_k - r_c, \theta_c, t) \rangle_i - H_{c,q}^P(r_k - r_c, \theta_c) = 0, k = 1, \dots, N_m; q = 1, 2. \quad (11)$$

なる N_U 個の方程式を解けばよい。ここで、 $q = 1, 2$ は射影面に平行で互いに直交する 2 個の方向を表す（S 3 3）。したがって、 $H_{m,q}^P$ （ $r - r_c$ ， θ_c ， t ）， $H_{c,q}^P$ （ $r - r_c$ ， θ_c ， t ）， $q = 1, 2$ はそれぞれ測定磁界ベクトル H_m （ $r - r_c$ ， θ_c ， t ）と理論的な計算磁界ベクトル H_c （ $r - r_c$ ， θ_c ， t ）の q 方向成分の大きさである。また、ベクトル θ_c は θ_x ， θ_y ， θ_z ， (θ_y, θ_z) ， (θ_z, θ_x) ， (θ_x, θ_y) ， $(\theta_x, \theta_y, \theta_z)$ ， ϕ のいずれかを、ベクトル r_c は x ， y ， z ， (y, z) ， (z, x) ， (x, y) ， (x, y, z) ， ϕ のいずれかを表すものとする。ただし、 ϕ は空集合を表す。

例えば、未知数が磁界発生源の位置ベクトル r_c （ x ， y ， z ）と磁界発生源の方位角 θ_z であるときは、異なる 2 個の測定場所で測定磁界を得て、

$$\langle H_{m,q}^P(r_k - r_c, \theta_z, t) \rangle_i - H_{c,q}^P(r_k - r_c, \theta_z) = 0, k = 1, 2; q = 1, 2. \quad (12)$$

なる4個の方程式を解けば、磁界発生源の位置ベクトル $\mathbf{r}_c = (x, y, z)$ と方位角 θ_z を得ることができる (S 3 4)。ただし、 $\langle \cdot \rangle_c$ は時間平均を表す。

図 1 0 に示すように、未知数の個数 N_U に対して $N_U / 2$ 個以上の異なる N_m ($> N_U / 2$) 個の場所で測定磁界を得た場合には、未知数の個数以上の独立な測定量を得られるから (S 4 1, S 4 2, S 4 3)、

$$\min_{\mathbf{r}_c, \theta_c} \left\{ \sum_{k=1}^{N_m} \sum_{q=1}^2 w_{k,q} \left| \left\langle \left| H_{m,q}^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c, t) \right|^2 \right\rangle_t - H_{c,q}^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c) \right|^2 \right\}. \quad (13)$$

となる位置 $\mathbf{r}_c = (x, y, z)$ と姿勢角 θ_z を求める。ただし、 $\langle \cdot \rangle_t$ は時間

平均を表し、 $\min_{\mathbf{r}_c, \theta_z} \{ \cdot \}$ は \mathbf{r}_c と θ_c を変えて、 $\{ \cdot \}$ の中身が最小になる \mathbf{r}_c と θ_c を求めることを意味する。また、 $w_{k,q}$ は重み付けである。(13) 式の代わりに

$$\min_{\mathbf{r}_c, \theta_c} \left\{ \sum_{k=1}^{N_m} \sum_{q=1}^2 w_{k,q} \left| \sqrt{\left\langle \left| H_{m,q}^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c, t) \right|^2 \right\rangle_t} - H_{c,q}^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c) \right|^2 \right\}. \quad (14)$$

$$\min_{\mathbf{r}_c, \theta_z} \left\{ \sum_{k=1}^{N_m} \sum_{q=1}^2 w_{k,q} \left| \left\langle \left| H_{m,q}^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c, t) \right|^2 \right\rangle_t - H_{c,q}^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_z)^2 \right|^2 \right\}. \quad (15)$$

$$\min_{\mathbf{r}_c, \theta_z} \left\{ \sum_{k=1}^{N_m} \sum_{q=1}^2 w_{k,q} \left| \sqrt{\left\langle \left| H_{m,q}^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c, t) \right|^2 \right\rangle_t} - H_{c,q}^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_z)^2 \right|^2 \right\}. \quad (16)$$

などとすることもできる (S 4 4)。(13) 式、(14)、(15)、(16) 式において \mathbf{r}_c と θ_c は (11) 式の場合と同じ意味を持つものとする。

なお、以上の説明において測定磁界ベクトル $H_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t)$ は信号磁界の周波数近傍のみを通過させる帯域通過フィルタを通過した信号であっても、帯域通過フィルタを通さない広帯域な信号であっても構わないが、帯域通過フィルタを通した信号を用いる方がより信頼性が高い位置測定結果を得られる可能性が高い。

(雑音磁界が実質的に2個の場合の実施例)

未知数が N_U (≥ 1) 個で、雑音磁界が実質的に2個の場合、図 1 1 に示すように、 N_U 個以上の異なる場所における測定磁界ベクトル $H_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t)$ から、(4) 式で表される射影成分ベクトル $H_m^P(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t)$ を求めて、各測定場所での射影成分の理論的な計算磁界の射影成分ベクトル $H_c^P(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t)$ と

が実質的に一致するように位置ベクトル \mathbf{r}_c 、姿勢角ベクトル $\boldsymbol{\theta}_c$ を決めれば (S 5 1, S 5 2)、磁界発生源の位置と姿勢を得ることができる (S 5 3)。

この場合には必ず未知数の個数 N_U (≥ 1) と独立な測定量の個数を一致させることができ、未知数の個数 N_U と同数の異なる位置で測定磁界ベクトル \mathbf{H}_m ($\mathbf{r} - \mathbf{r}_c$, $\boldsymbol{\theta}_c$, t) を得て、

$$\langle H_m^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \boldsymbol{\theta}_c, t) \rangle_t - H_c^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \boldsymbol{\theta}_c) = 0, k=1, \dots, N_U. \quad (17)$$

なる N_U 個の方程式を解けばよい。ここで、 H_m^P ($\mathbf{r} - \mathbf{r}_c$, $\boldsymbol{\theta}_c$, t)、 H_c^P ($\mathbf{r} - \mathbf{r}_c$, $\boldsymbol{\theta}_c$, t) はそれぞれ測定磁界ベクトル \mathbf{H}_m ($\mathbf{r} - \mathbf{r}_c$, $\boldsymbol{\theta}_c$, t) と理論的な計算磁界ベクトル \mathbf{H}_c ($\mathbf{r} - \mathbf{r}_c$, $\boldsymbol{\theta}_c$, t) との射影成分ベクトル H_m^P ($\mathbf{r} - \mathbf{r}_c$, $\boldsymbol{\theta}_c$, t) とベクトル \mathbf{H}_c^P ($\mathbf{r} - \mathbf{r}_c$, $\boldsymbol{\theta}_c$, t) の大きさである。また、ベクトル $\boldsymbol{\theta}_c$ は θ_x , θ_y , θ_z , (θ_y , θ_z), (θ_z , θ_x), (x , θ_y), (θ_x , θ_y , θ_z), ϕ のいずれかを、ベクトル \mathbf{r}_c は x , y , z , (y , z), (z , x), (x , y), (x , y , z), ϕ のいずれかを表すものとする。ただし、 ϕ は空集合を表す。

例えば、未知数が磁界発生源の位置ベクトル \mathbf{r}_c (x , y , z) と磁界発生源の方位角 θ_z 、傾斜角 θ_y であるとき、異なる 5 個の測定場所で測定磁界を得て、

$$\langle H_m^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \boldsymbol{\theta}_c, t) \rangle_t - H_c^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \boldsymbol{\theta}_c) = 0, k=1, \dots, 5. \quad (18)$$

なる 5 個の方程式を解けば、磁界発生源の位置ベクトル \mathbf{r}_c (x , y , z)、方位角 θ_z 、傾斜角 θ_y を得ることができる。ただし、 $\langle \cdot \rangle_t$ は時間平均を表す。また、ベクトル $\boldsymbol{\theta}_c = \boldsymbol{\theta}_c$ (θ_y , θ_z) である。

図 1 2 に示すように、未知数の個数 N_U に対して N_U 個以上の異なる N_m ($> N_U$) 個の場所で測定磁界を得た場合には (S 6 1, S 6 2)、未知数の個数以上の独立な測定量を得られるから、

$$\min_{\mathbf{r}_c, \boldsymbol{\theta}_c} \left\{ \sum_{k=1}^{N_m} w_k \left| \langle H_m^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \boldsymbol{\theta}_c, t) \rangle_t - H_c^P(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \boldsymbol{\theta}_c) \right| \right\}. \quad (19)$$

となる位置 \mathbf{r}_c (x , y , z) と姿勢角 $\boldsymbol{\theta}_c$ を求める。ただし、 $\langle \cdot \rangle_t$ は時間平均を表し、 $\min_{\mathbf{r}_c, \boldsymbol{\theta}_c} \{ \cdot \}$ は \mathbf{r}_c と $\boldsymbol{\theta}_c$ を変えて、 $\{ \cdot \}$ の中身が最小になる \mathbf{r}_c と $\boldsymbol{\theta}_c$ を求めることを意味する。また、 w_k は重み付けである。(19) 式の代わりに

$$\min_{r_c, \theta_c} \left\{ \sum_{k=1}^{N_m} w_k \left| \sqrt{\langle H_m^P(r_k - r_c, \theta_c, t)^2 \rangle} - H_c^P(r_k - r_c, \theta_c) \right| \right\} \quad (20)$$

$$\min_{r_c, \theta_c} \left\{ \sum_{k=1}^{N_m} w_k \left| \langle H_m^P(r_k - r_c, \theta_c, t) \rangle - H_c^P(r_k - r_c, \theta_c) \right|^2 \right\} \quad (21)$$

$$\min_{r_c, \theta_c} \left\{ \sum_{k=1}^{N_m} w_k \left| \sqrt{\langle H_m^P(r_k - r_c, \theta_c, t)^2 \rangle} - H_c^P(r_k - r_c, \theta_c) \right|^2 \right\} \quad (22)$$

などとすることもできる (S 6 3)。(19)式, (20)式, (21)式, (22)式においてベクトル r_c とベクトル θ_c は (16) 式の場合と同じ意味を持つものとする。

なお、以上の説明において測定磁界ベクトル $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ は信号磁界の周波数近傍のみを通過させる帯域通過フィルタを通過した信号であつても、帯域通過フィルタを通さない広帯域な信号であつても構わないが、帯域通過フィルタを通した信号を用いる方がさらに信頼性が高い位置測定結果を得られる可能性が高い。

また、同期検波により得た信号磁界成分を用いる場合には、雑音磁界の方向を求めて、さらにこれを用いて射影磁界を得た後の処理以降は、雑音磁界が1個の場合も2個の場合も同じ処理になる。 $N_U / 3$ 個以上の異なる場所における測定磁界ベクトル $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ から、各場所における射影成分ベクトル $H_m^P(r - r_c, \theta_c, t)$ を求め、その適当な1個の成分を参照信号として測定磁界ベクトル $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ を同期検波することにより、もとの信号磁界成分の大きさ $H_s(r - r_c, \theta_c)$ を求める。これと論理的な信号成分の大きさ $H_c(r - r_c, \theta_c)$ とが実質的に一致するように磁界発生源の位置ベクトル r_c と姿勢角ベクトル θ_c を決めれば、磁界発生源の位置と姿勢を得ることができる。

未知数の個数 N_U (≥ 1) が3の倍数である場合、未知数の個数と独立な測定量の個数を一致させることができ、測定磁界ベクトル $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ を得る位置の個数 N_m を $N_m / N_U / 3$ とすると

$$H_s(r_k - r_c, \theta_c) - H_c(r_k - r_c, \theta_c) = 0, k = 1, \dots, N_m. \quad (23)$$

なる N_U 個の方程式を解けばよい。図13に処理の流れを示す (S 6 1, S 6 2, S 6 5)。

ここで、 $H_s(r - r_c, \theta_c)$ 、 $H_c(r - r_c, \theta_c, t)$ はそれぞれ測定磁界 $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ から算出した信号磁界のベクトルの大きさと論理的な計算磁界である。信号磁界ベクトルの大きさ $H_s(r - r_c, \theta_c)$ は既に説明したように

平均化された量であり、信号磁界ベクトルの大きさ H_s 。 $(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c)$ は既に説明したように平均化された量である。また、ベクトル θ_c は $\theta_x, \theta_y, \theta_z, (\theta_y, \theta_z), (\theta_z, \theta_x), (\theta_x, \theta_y), (\theta_x, \theta_y, \theta_z), \phi$ のいずれかを、ベクトル \mathbf{r}_c は、 $x, y, z, (y, z), (z, x), (x, y), (x, y, z), \phi$ のいずれかを表すものとする。ただし、 ϕ は空集合を表す。

例えば、未知数が磁界発生源の位置ベクトル $\mathbf{r}_c = (x, y, z)$ であるときは、1 個の測定場所で測定磁界を得て、

$$\mathbf{H}_s(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c) - \mathbf{H}_c(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c) = 0. \quad (24)$$

なる 3 個の方程式を解けば、磁界発生源の位置ベクトル $\mathbf{r}_c = (x, y, z)$ と方位角 θ_z を得ることができる。また、ベクトル \mathbf{r} は測定位置の位置ベクトルである。

未知数の個数 N_U に対して $N_U / 3$ 個以上の異なる N_m ($> N_U / 2$) 個の場所で測定磁界を得た場合には、未知数の個数以上の独立な測定量が得られるから、

$$\min_{\mathbf{r}_c, \theta_c} \left\{ \sum_{k=1}^{N_m} w_k |\mathbf{H}_s(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c) - \mathbf{H}_c(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c)| \right\}. \quad (25)$$

となる位置 $\mathbf{r}_c = (x, y, z)$ と姿勢角 θ_z を求める。ただし、 $\min_{\mathbf{r}_c, \theta_z} \{ \cdot \}$ は \mathbf{r}_c と θ_c を変えて、 $\{ \cdot \}$ の中身が最小になる \mathbf{r}_c と θ_c を求めることを意味する。また、 w_k は重み付けである。(25) 式の代わりに

$$\min_{\mathbf{r}_c, \theta_c} \left\{ \sum_{k=1}^{N_m} w_k \left(\|\mathbf{H}_s(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c)\| - \|\mathbf{H}_c(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c)\| \right)^2 \right\}. \quad (26)$$

$$\min_{\mathbf{r}_c, \theta_z} \left\{ \sum_{k=1}^{N_m} w_k |\mathbf{H}_s(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c) - \mathbf{H}_c(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c)|^2 \right\}. \quad (27)$$

などとすることもできる。図 14 に処理の流れを示す(S61, S64, S66)。

以下、上記の 2 個の実施例において雑音磁界の方向を得る方法について説明する。

(雑音磁界が実質的に 1 個の場合の雑音磁界の方向の求め方)

(第 1 の方法)

雑音磁界の方向を求める第 1 の方法は、信号磁界が無い場合に、信号磁界を測定するのと同じの測定系を用いて雑音磁界を測定する方法である。このような状況としては、図 15 のように掘削経路の一部に雑音磁界発生源があり、そこでの掘削位置の測定が問題となる場合

である。また、信号磁界発生源が、例えば地上から何らかの手段で送信するコマンドを受信する機能があり、コマンドにより信号磁界の発生を随意に停止できる場合である。

この場合、図 1 6 に示すように、測定磁界をベクトル $H_m (r - r_c, \theta_c, t)$ とするとき、これは実質的に雑音磁界ベクトル $H_n (r, t)$ であるから (S 7 1)、その絶対値の平均値を用いて雑音磁界の方向ベクトル $e_n (r) = (e_{n,x} (r), e_{n,y} (r), e_{n,z} (r))$ は (S 7 2)、

$$e_n(r) = (e_{n,x}(r), e_{n,y}(r), e_{n,z}(r))$$

$$e_{n,\alpha}(r) = \frac{\langle H_{m,\alpha}(r - r_c, \theta_c, t) \rangle_t}{\sqrt{\sum_{\alpha=x,y,z} \langle H_{m,\alpha}(r - r_c, \theta_c, t) \rangle_t^2}}, \quad \alpha = x, y, z. \quad (28)$$

と求めることができる。あるいは 2 乗平均の平方根を用いて

$$e_{n,\alpha}(r) = \frac{\sqrt{\langle (H_{m,\alpha}(r_k - r_c, \theta_c, t))^2 \rangle_t}}{\sqrt{\sum_{\alpha=x,y,z} \langle (H_{m,\alpha}(r_k - r_c, \theta_c, t))^2 \rangle_t}}, \quad \alpha = x, y, z. \quad (29)$$

から方向を求めることができる。ただし、 $H_{m,\alpha} (r - r_c, \theta_c, t)$ は測定磁界（雑音磁界）の α 成分であり、 α は x, y, z のいずれかである。

なお、以上の説明において測定磁界ベクトル $H_m (r - r_c, \theta_c, t)$ は信号磁界の周波数近傍のみを通過させる帯域通過フィルタを通過した信号であっても、帯域通過フィルタを通さない広帯域な信号であっても構わないが、帯域通過フィルタを通した信号を用いる方がさらに信頼性が高い雑音磁界の方向を得られる可能性が高い。

(第 2 の方法)

ステップ 1

図 1 7 に示すように、

まず測定磁界ベクトル $H_m (r - r_c, \theta_c, t)$ の周波数スペクトル $H_m (\omega)$ 、すなわち、

$$H_m(\omega) = F(H_m(r_k - r_c, \theta_c, t)) \quad (30)$$

を求める (S 8 1, S 8 2, S 8 3)。

ここで、 $F(\cdot)$ はフーリエ変換を表し、測定磁界ベクトル $H_m (r - r_c, \theta_c,$

t) の x, y, z の 3 成分に対してそれぞれフーリエ変換を施すものとする。実際には測定磁界ベクトル $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ をサンプリングしたものに対して FFT (fast Fourier transform: 高速フーリエ変換) 等を施してスペクトルを求めればよい。

ステップ 2

次に、周波数スペクトルの絶対値 $|H_m(\omega)|$ から、例えば、線スペクトルのような振幅が大きな成分の角周波数 ω_i , $i = 1, 2, \dots, N_s$ を選び出す (S84)。各角周波数 ω_i , $i = 1, 2, \dots, N_s$ の成分に対して以下の (1) または (2) の方法により雑音磁界の方向の候補単位ベクトル $e_n(r, \omega_i)$, $i = 1, 2, \dots, N_s$ を求める (S85)。

(1) 当該角周波数のフーリエ変換された x, y, z 成分の絶対値を用いて

$$e_n(r, \omega_i) = \frac{(|H_{m,x}(\omega_i)|, |H_{m,y}(\omega_i)|, |H_{m,z}(\omega_i)|)}{\sqrt{\sum_{\alpha=x,y,z} |H_{m,\alpha}(\omega_i)|^2}}, \quad i = 1, \dots, N_s. \quad (31)$$

により雑音磁界の方向の候補単位ベクトル $e_n(r, \omega_i)$, $i = 1, \dots, N_s$ を求める。ただし、 $H_{m,\alpha}(\omega_i)$, $\alpha = x, y, z$, $i = 1, 2, \dots, N_s$ は、測定磁界の α 成分のフーリエ変換の ω_i 成分である。

(2) 角周波数 ω_i , $i = 1, 2, \dots, N_s$ に対して当該周波数を通過域の中心周波数とする狭帯域フィルタを形成し、(21) 式あるいは (22) 式と同様な方法により候補単位ベクトル $e_n(r, \omega_i)$, $i = 1, \dots, N_s$ を求める。すなわち、

$$e_{n,\alpha}(r, \omega_i) = \frac{\langle |H_{m,\alpha}(r - r_c, \theta_c, \omega_i, t)| \rangle_t}{\sqrt{\sum_{\alpha=x,y,z} \langle |H_{m,\alpha}(r - r_c, \theta_c, \omega_i, t)| \rangle_t^2}}, \quad \alpha = x, y, z; i = 1, \dots, N_s. \quad (32)$$

あるいは

$$e_{n,\alpha}(r, \omega_i) = \frac{\sqrt{\langle (H_{m,\alpha}(r_k - r_c, \theta_c, \omega_i, t))^2 \rangle_t}}{\sqrt{\sum_{\alpha=x,y,z} \langle (H_{m,\alpha}(r_k - r_c, \theta_c, \omega_i, t))^2 \rangle_t}}, \quad \alpha = x, y, z; i = 1, \dots, N_s. \quad (33)$$

により候補単位ベクトル $e_n(r, \omega_i) = (e_{n,x}(r), e_{n,y}(r), e_{n,z}(r))$, $i = 1, \dots, N_s$ を求める。

ステップ3

候補単位ベクトル $\mathbf{e}_n(\mathbf{r}, \omega_i)$, $i = 1, \dots, N_{ns}$ を雑音磁界の方向ベクトル $\mathbf{e}_n(\mathbf{r})$ と考えて、各角周波数 ω_i , $i = 1, 2, \dots, N_{ns}$ に対して (1) 式と同様な方法で射影成分ベクトル $\mathbf{H}_{m, P}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, \omega_i, t)$ を求める。

$$\mathbf{H}_{m, P}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, \omega_i, t) = \mathbf{H}_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t) - (\mathbf{H}_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t) \cdot \mathbf{e}_n(\mathbf{r}, \omega_i)) \mathbf{e}_n(\mathbf{r}, \omega_i), i = 1, \dots, N_{ns}. \quad (34)$$

ここで、射影成分の変数として角周波数 ω_i が入っているのは、この射影成分が角周波数 ω_i , $i = 1, 2, \dots, N_{ns}$ に依存することを明示的に示すためである。 N_{test} 個の長さ Δt の短時間の時間区間 $T_{t, k}$, $k = 1, \dots, N_{test}$ からなる適当な時間区間 $T_{t, test}$ をとり、各時間区間 $T_{t, k}$, $k = 1, \dots, N_{test}$ に対してこの射影成分ベクトル $\mathbf{H}_{m, P}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, \omega_i, t)$ の変動を評価する (S86)。ここで、各時間区間 $T_{t, k} = 1, \dots, N_{test}$ は少なくともその一部が他の時間区間と重複していないものとする。具体的には、例えば、以下のいずれかの方法で計算する N_{test} 個の統計量 $v_{eval, k}(\omega_i)$, $k = 1, \dots, N_{test}$ の分散を求める。

(1) 直交する 2 成分の絶対値の平均

$$v_{eval, k}(\omega_i) = \left\langle \left| H_{m, q}^P(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, \omega_i, t) \right| \right\rangle_{T_{t, k}}, q = 1, 2; k = 1, \dots, N_{test}; i = 1, \dots, N_{ns}. \quad (35)$$

の一方あるいは両方。ここで、 $\langle \cdot \rangle_{T_{t, k}}$ は時間区間 $T_{t, k}$ での平均を表し、 $v_{eval, k}$ は時間区間 $T_{t, k}$ で計算した統計量である。

(2) 絶対値の平均

$$v_{eval, k}(\omega_i) = \left\langle \left| \mathbf{H}_{m, P}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, \omega_i, t) \right| \right\rangle_{T_{t, k}}, k = 1, \dots, N_{test}; i = 1, \dots, N_{ns}. \quad (36)$$

(3) 直交する 2 成分の 2 乗の平均

$$v_{eval, k}(\omega_i) = \left\langle \left(H_{m, q}^P(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, \omega_i, t) \right)^2 \right\rangle_{T_{t, k}}, q = 1, 2; k = 1, \dots, N_{test}; i = 1, \dots, N_{ns}. \quad (37)$$

の一方あるいは両方。

(4) 直交する 2 成分の 2 乗の平均の平方根

$$v_{eval, k}(\omega_i) = \sqrt{\left\langle \left(H_{m, q}^P(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, \omega_i, t) \right)^2 \right\rangle_{T_{t, k}}}, q = 1, 2; k = 1, \dots, N_{test}; i = 1, \dots, N_{ns}.$$

(38)

の一方あるいは両方。

これらの式で計算した統計量 $v_{\text{eval}, k}$, $k = 1, \dots, N_{\text{test}}$ に対して

$$\text{var}(\omega_i) = \frac{\sqrt{\text{mean}_k \left(\left(v_{\text{eval}, k}(\omega_i) - \text{mean}_k(v_{\text{eval}, k}(\omega_i)) \right)^2 \right)}}{\text{mean}_k(v_{\text{eval}, k}(\omega_i))}, i = 1, \dots, N_{\text{ns}}. \quad (39)$$

を計算して、 $\text{var}(\omega_i)$ が最小になる角周波数 ω_i である $\omega_{i, \text{min}}$ を求める (S86)。
ここで、 $\text{mean}_k(\cdot)$ は添え字 k に対する平均をとること、すなわち、

$$\text{mean}_k(\cdot) = \frac{\sum_{k=1}^{N_{\text{test}}} (\cdot)}{N_{\text{test}}}. \quad (40)$$

を意味する。

この角周波数 $\omega_{i, \text{min}}$ を持つ磁界を求める雑音磁界に由来するものであり、雑音磁界の方向はベクトル $e_n(r, \omega_{i, \text{min}})$ となる。

なお、 $\text{var}(\omega_i)$ が最小になる角周波数 $\omega_{i, \text{min}}$ は1箇所で見れば十分であり、測定磁界を得る個々の場所で行う必要はない。

本方法においては (39) 式で与えられる振幅の揺らぎの他にベクトル $H_m(r - r_c, \theta_c, \omega_i, t)$ の方向の揺らぎを算出して方向の揺らぎが最小になるかあるいは所定の値以下になる角周波数 $\omega_{i, \text{min}}$ を選ぶことも可能である。

なお、以上の説明において、ステップ1では測定磁界ベクトル $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ は広帯域な信号であり、ステップ3では測定磁界ベクトル $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ は信号磁界の周波数近傍のみを通過させる帯域通過フィルタを通過した信号であっても、帯域通過フィルタを通さない広帯域な信号であっても構わないが、帯域通過フィルタを通した信号を用いる方がさらに信頼性が高い雑音磁界の方向を得られる可能性が高い。

また、本方法において周波数スペクトルが極大となる周波数 $f_1 (= \omega_1 / 2\pi)$, $f_2 (= \omega_2 / 2\pi)$, ..., $f_n (= \omega_n / 2\pi, n = N_{\text{ns}})$, を選択する様子を図18に、候補ベクトルを求めるステップS91を含む処理の流れを図19に、候補ベクトルの

評価と雑音磁界の方向を取得するステップS101, S102又はステップS111, S112を含む処理の流れを図20と図21に示す。

周波数スペクトル $H_m(\omega)$ の代わりに、信号磁界を所定の手順で周期的に停止／発信し、その周期 T_{period} を等間隔の時間区間に分割し、各時間区間における測定磁界の方向を候補単位ベクトル $e_n(r, t_i)$, $i=1, \dots, N_n$ を(25), (26), (27)式で求める候補単位ベクトル $e_n(r, \omega_i)$, $i=1, \dots, N_n$ の代わりに用いれば、以後、以上に説明した処理にしたがって(33)式の分散を最小とする時間区間を求めれば、その時間区間におけるベクトル $e_n(r, t_i)$ を雑音磁界の方向として採用することができる。

(第3の方法)

第2の方法では、周波数スペクトル $H_m(\omega)$ の絶対値 $|H_m(\omega)|$ から、振幅が大きな角周波数 ω_i , $i=1, 2, \dots, N_n$ を選びだしたが、その代わりに信号磁界の周波数の近傍の適当な周波数帯域を選び、その周波数帯内に適当な間隔で、かつ信号磁界の周波数を含まないように試験周波数を選び、この試験周波数を前記第2の方法の角周波数 ω_i とみなせば、第2の方法と全く同じ手法で雑音磁界の方向はベクトル $e_n(r, \omega_{i, min})$ を求めることができる。

$\text{var}(\omega_i)$ が最小になる角周波数 $\omega_{i, min}$ は1箇所であればよいのは第2の方法の場合と同様である。

本方法において周波数スペクトルが極大となる周波数 $f_1(=\omega_1/2\pi)$, $f_2(=\omega_2/2\pi)$, \dots , $f_n(=\omega_n/2\pi, n=N_n)$, を選択する様子を図22に示す。以下の処理の流れは図17, 図19, 図20に示したものと同様である。

(第4の方法)

信号磁界を所定の手順で周期的に停止する。例えば、周期的に所定の時間だけ信号磁界を停止する。信号磁界が停止している間は測定磁界の強度が低下するから、強度の低下が所定の停止期間と実質的にみなせる期間だけ接続することを以て、信号磁界の停止期間を同定し、その停止期間中の測定磁界の方向を雑音ベクトルの方向とする。雑音磁界ベクトルの方向の求め方としては第1の方法と同じ方法を使用できる。この方法における測定磁界の振幅の時間変化の様子を図23に示す。

(第5の方法)

信号磁界を所定の手順で周期的に停止する。例えば、次の①，②のように行う。

① 矩形波的に停止すること：

例えば、周期 T_{period} で信号磁界の発信と停止を繰り返す。

$$\begin{aligned} s(t) &= 1, & t_k \leq t < t_k + t_{\text{stop}} \\ &= -1, & t_k + t_{\text{stop}} \leq t \leq t_{k+1}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

であって、シーケンス $s(t)$ が 1 のときには信号磁界を停止し、-1 のときには発信する。ただし、

$$t_{k+1} - t_k = T_{\text{period}}, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (4.2)$$

とする。

② 疑似ランダム信号的に停止すること：

例えば、単位区間 T_{unit} が等しい長さ N_M の M 系列のようなランダムシーケンスにおいて値が「-1」のときには信号磁界を発信し、値が「1」のときには信号磁界を停止するものとして、このシーケンスを繰り返す。ただし、同シーケンスの時間平均は 0 とする。

①の方法で信号磁界を停止するときの測定磁界の振幅の時間変化の様子を図 2.4 に示す。また、②の方法で信号磁界を停止するときの測定磁界の振幅の時間変化の様子を図 2.5 に示す。

次に、図 2.6 に示すように、シーケンス $s(t)$ と測定磁界のノルムあるいは特定の成分の絶対値との相関関数を求める (S_{121} , S_{122} , S_{123})。相関関数としては、相関を求める時間期間を周期 T_{period} の整数 N_T 倍 $N_T T_{\text{period}}$ として

$$R(\tau) = \int_{t_k}^{t_k + N_T T_{\text{period}}} |\mathbf{H}_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t)| s(t - \tau) dt. \quad (4.3)$$

$$R(\tau) = \int_{t_k}^{t_k + N_T T_{\text{period}}} \sqrt{(\mathbf{H}_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t))^2} s(t - \tau) dt. \quad (4.4)$$

$$R_\alpha(\tau) = \int_{t_k}^{t_k + N_T T_{\text{period}}} |H_{m,\alpha}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t)| s(t - \tau) dt, \quad \alpha = x, y, z. \quad (4.5)$$

$$R_\alpha(\tau) = \int_{t_k}^{t_k + N_T T_{\text{period}}} \sqrt{(H_{m,\alpha}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t))^2} s(t - \tau) dt, \quad \alpha = x, y, z. \quad (4.6)$$

のようなものが可能である。

上記のいずれかの相関関数が最大となる時刻 $\tau = t_{sync}$ から (S 1 2 4)、信号磁界が停止していることを定めることができる (S 1 2 5)。つまり、時刻 $\tau = t_{sync}$ を開始時刻とするシーケンス $s(t - t_{sync})$ により、そのシーケンス $s(t)$ が「1」のときには信号磁界がオフであるとして信号磁界のオン／オフを決定する。

このように決定した信号磁界の停止時間区間内において測定磁界の方向を求め、その方向を雑音磁界の方向とみなす (S 1 2 6)。シーケンス $s(t)$ が「-1」(第2の数値)のときに信号を発信し、「1」(第1の数値)のときに停止するものとして、このシーケンスを繰り返す。

(第6の方法)

第5の方法と同様に、信号磁界を例えば、以下に示す如き所定の手順で周期的に停止する。

(1) 矩形波的に停止する。

例えば、周期 T_{period} で信号磁界の発信と停止を繰り返す。

$$\begin{aligned} s(t) &= 1, & t_k \leq t < t_k + t_{stop} \\ &= -1, & t_k + t_{stop} \leq t \leq t_{k+1}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

であって、シーケンス $s(t)$ が 1 のときには信号磁界を停止し、-1 のときには発信する。ただし、

$$t_{k+1} - t_k = T_{period}, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (4.2)$$

とする。

(2) 疑似ランダム信号的に停止する。

例えば、単位区間 T_{unit} が等しい長さ N_M の M 系列のようなランダムシーケンス $s(t)$ において値が「-1」のときには信号磁界を発信し、値が「1」のときには信号磁界を停止するものとして、このシーケンスを繰り返す。

ただし、シーケンス $s(t)$ を所定の時間単位 Δt_{unit} を単位として状態が変化するものであるように選ぶ。また、そのシーケンスの時間平均は「0」である。

次に、図 2 7 に示すように、第5の方法と同様にシーケンス $s(t)$ と測定磁界のノルムあるいは特定の成分の絶対値との相関関数を求める (S 1 3 1, S 1 3 2, S 1 3 3)。相関関数としては、相関を求める時間期間を周期 T_{period} の整数 N_T 倍 $N_T T_{period}$ として

$$R(\tau) = \int_{t_k}^{t_k + N_T T_{period}} |\mathbf{H}_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c, \theta_c, t)| s(t - \tau) dt. \quad (4.3)$$

$$R(\tau) = \int_{t_k}^{t_k + N_T T_{\text{period}}} \sqrt{(H_m(r - r_c, \theta_c, t))^2} s(t - \tau) dt. \quad (44)$$

$$R_\alpha(\tau) = \int_{t_k}^{t_k + N_T T_{\text{period}}} |H_{m, \alpha}(r - r_c, \theta_c, t)| s(t - \tau) dt, \quad \alpha = x, y, z. \quad (45)$$

$$R_\alpha(\tau) = \int_{t_k}^{t_k + N_T T_{\text{period}}} \sqrt{(H_{m, \alpha}(r - r_c, \theta_c, t))^2} s(t - \tau) dt, \quad \alpha = x, y, z. \quad (46)$$

のようなものが可能である。

このとき相関関数が極大であり、かつ当該極大値が所定の値以上となる時刻 $\tau = t_{\text{sync}, k}$, ($k = 1, 2, \dots, N_{\text{sync}}$) は一般に複数個存在する (S134)。例えば、 $t_{\text{sync}, k}$, ($k = 1, 2, \dots, N_{\text{sync}}$) がこのような時刻を時間が先行する順に並べてるものであるとする。シーケンス $s(t)$ と信号磁界の相関値が適切に求められている場合には

$$\Delta t_{\text{sync}, k} = t_{\text{sync}, k} - t_{\text{sync}, 1}, \quad k = 2, \dots, N_{\text{sync}}. \quad (47)$$

は時間単位 Δt_{unit} のほぼ整数倍になる。そこで、この時間単位 Δt_{unit} の整数倍 $M_{\text{sync}, k} \Delta t_{\text{unit}}$, $k = 2, \dots, N_{\text{sync}}$ を $\Delta t_{\text{sync}, k}$, $k = 2, \dots, N_{\text{sync}}$ から差し引いたものの平均

$$\delta t_{\text{sync}} = \frac{\sum_{k=2}^{N_{\text{sync}}} (\Delta t_{\text{sync}, k} - M_{\text{sync}, k} \Delta t_{\text{unit}})}{N_{\text{sync}} - 1}. \quad (48)$$

を求めれば、

$$t_{\text{sync}} = t_{\text{sync}, 1} + \delta t_{\text{sync}} \quad (49)$$

は信号磁界のオン／オフに対応するシーケンス信号の始まりを与える。したがって、シーケンス $s(t - t_{\text{sync}})$ から、信号磁界が無い時間区間を容易に誤定することができる。

この時間区間の測定磁界ベクトル $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ に対して第1の方法と同様な方法を適用すれば、雑音磁界ベクトル $H_n(r, t)$ の方向 $e_n(r)$ を求めることができる (S138)。

(第7の方法)

図28, 図29, 図30, 図31を参照して説明して説明する。

第5の方法と同様に信号磁界を、例えば、以下に示す如き所定の手順で周期的に停止する。

(1) 矩形波的に停止する。

例えば、周期 T_{period} で信号磁界の発信と停止を繰り返す。

$$\begin{aligned} s(t) &= 1, & t_k \leq t < t_k + t_{\text{stop}} \\ &= -1, & t_k + t_{\text{stop}} \leq t \leq t_{k+1} \end{aligned} \quad (41)$$

であって、シーケンス $s(t)$ が 1 のときには信号磁界を停止し、-1 のときには発信する。ただし、

$$t_{k+1} - t_k = T_{\text{period}}, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (42)$$

とする。

(2) 疑似ランダム信号的に停止する。

例えば、単位区間 T_{unit} が等しい長さ N_M の M 系列のようなランダムシーケンス $s(t)$ において値が「-1」のときには信号磁界を発信し、値が「1」のときには信号磁界を停止するものとして、このシーケンスを繰り返す。ただし、そのシーケンスの時間平均は「0」である。

次に、シーケンス $s(t)$ と測定磁界 $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ との時間相関関数を求める (S141, S142, S143)。周期 T_{period} を長さ T_{div} の等間隔の N_{div} 個の区間に分割して、以下のいずれかの計算を行う。

$$R_\alpha(t_k) = \int_{t_k}^{t_k + T_{\text{period}}} |H_{m,\alpha}(r - r_c, \theta_c, t)| s(t - t_k) dt, \quad k = 1, \dots, N_{\text{div}}; \alpha = x, y, z. \quad (50)$$

$$R_\alpha(t_k) = \int_{t_k}^{t_k + T_{\text{period}}} \sqrt{(H_{m,\alpha}(r - r_c, \theta_c, t))^2} s(t - t_k) dt, \quad k = 1, \dots, N_{\text{div}}; \alpha = x, y, z. \quad (51)$$

ただし、 $R_\alpha(t_k)$, $\alpha = x, y, z$; $k = 1, \dots, N_{\text{div}}$ は測定磁界 $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ の α 成分 $H_{m,\alpha}(r - r_c, \theta_c, t)$ とシーケンス $s(t)$ との時間相関である。また、

$$t_k = t_0 + k \cdot T_{\text{div}}, \quad k = 1, \dots, N_{\text{div}}. \quad (52)$$

である。周期 T_{period} の整数 m 倍の時間について相関をとっても良い。すなわち、

$$R_\alpha(t_k) = \int_{t_k}^{t_k + mT_{\text{period}}} |H_{m,\alpha}(r - r_c, \theta_c, t)| S_{mp}(t - t_k) dt, \quad k = 1, \dots, N_{\text{div}}; \alpha = x, y, z. \quad (53)$$

$$R_\alpha(t_k) = \int_{t_k}^{t_k + mT_{\text{period}}} \sqrt{(H_{m,\alpha}(r - r_c, \theta_c, t))^2} S_{mp}(t - t_k) dt, \quad k = 1, \dots, N_{\text{div}}; \alpha = x, y, z. \quad (54)$$

とする。この場合、シーケンス $s(t)$ を $S_{mp}(t)$ で置き換える。ただし、

$$\begin{aligned}
S_{\text{mp}}(t) &= S(t + T_{\text{period}}) \\
S_{\text{mp}}(t) &= s(t), \quad 0 \leq t < T_{\text{period}}.
\end{aligned}
\tag{55}$$

である。

ここで、測定磁界 $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ の x, y, z 各成分に対応する相関関数 $R_\alpha(t_k)$, $\alpha = x, y, z$ がなすベクトル

$$e_n(t_k) = (R_x(t_k), R_y(t_k), R_z(t_k)), \quad k = 1, \dots, N_{\text{div}}.$$

への測定磁界 $H_m(r - r_c, \theta_c, t)$ の射影成分 $H_m^P(r - r_c, \theta_c, t_k, t)$, $k = 1, \dots, N_{\text{div}}$ を算出する。ここで、射影成分の変数に t_k が含まれるのは射影成分が変数 t_k に依存することを表している。

本方法では射影成分ベクトル $H_m(r - r_c, \theta_c, t_k, t)$, $k = 1, \dots, N_{\text{div}}$ の絶対値の揺らぎ

$$\text{var}(t_k) = \frac{\sqrt{\langle (H_m^P(r - r_c, \theta_c, t_k, t) - \langle H_m^P(r - r_c, \theta_c, t_k, t) \rangle_t)^2 \rangle_t}}{\langle H_m^P(r - r_c, \theta_c, t_k, t) \rangle_t}, \quad k = 1, \dots, N_{\text{div}}. \tag{56}$$

が最小になるかあるいは所定の値以下になる時間 t_k を探し、ベクトル $e_n(t_k)$ を雑音磁界の方向とすることができる (S 1 4 5 a)。ただし、 $\langle \cdot \rangle_t$ は時間平均をとることを意味する。

また、射影成分ベクトル $H_m(r - r_c, \theta_c, t_k, t)$, $k = 1, \dots, N_{\text{div}}$ の x 成分 $H_{m,x}(r - r_c, \theta_c, t_k, t)$ 、 y 成分 $H_{m,y}(r - r_c, \theta_c, t_k, t)$ 、 z 各成分 $H_{m,z}(r - r_c, \theta_c, t_k, t)$ のそれぞれの分散

$$\begin{aligned}
\text{var}_\alpha(t_k) &= \frac{\sqrt{\langle (H_{m,\alpha}^P(r - r_c, \theta_c, t_k, t) - \langle H_{m,\alpha}^P(r - r_c, \theta_c, t_k, t) \rangle_t)^2 \rangle_t}}{\langle H_{m,\alpha}^P(r - r_c, \theta_c, t_k, t) \rangle_t}, \\
\alpha &= x, y, z, \quad k = 1, \dots, N_{\text{div}}.
\end{aligned}
\tag{57}$$

を算出して、その和

$$\sum_{\alpha=x,y,z} \text{var}_\alpha(t_k) \tag{58}$$

あるいは

$$\sqrt{\sum_{\alpha=x,y,z} (\text{var}_{\alpha}(t_k))^2}.$$

(59)

を最小あるいは所定の値以下にする時間 t_k を探し、ベクトル $e_n(t_k)$ を雑音磁界の方向とすることができる (S145b)。ただし、ある時刻 t_k における相関関数 $R_x(t_k)$, $R_y(t_k)$, $R_z(t_k)$ は本来の符号を失っている可能性がある。従って、 $[R_x(t_k), R_y(t_k), R_z(t_k)]$, $[R_x(t_k), R_y(t_k), -R_z(t_k)]$, $[R_x(t_k), -R_y(t_k), R_z(t_k)]$, $[R_x(t_k), -R_y(t_k), -R_z(t_k)]$ の4通りの組合せに対して、各時刻 t_k における射影成分のゆらぎを評価する必要がある。

また、シーケンス $s(t - t_k)$ から、信号磁界が無い時間区間を容易に設定することができる (S145c, S145d)。この時間区間の測定磁界ベクトル $H_n(r - r_0, \theta_0, t)$ に対して第1の方法と同様な方法を適用すれば、雑音磁界ベクトル $H_n(r, t)$ の方向 $e_n(r)$ を求めることができる (S146)。上記の説明では周期 T_{period} を長さ T_{div} の等間隔の N_{div} 個の区間に分割した時刻 t_k を用いたが、代わりに (45) 式あるいは (46) 式で与えられ相関関数が極大となる時刻あるいは相関関数が極大となりかつ所定の値以上となる時刻を用いてもよい。

(雑音磁界が実質的に2個の場合の雑音磁界の方向の求め方)

雑音磁界が2個ある場合であっても、ある第1の周波数において第1の雑音磁界が第2の雑音磁界に比べて格段に大きな強度を有し、ある第2の周波数において第2の雑音磁界が第1の雑音磁界に比べて格段に大きな強度を有する場合には、測定磁界中のこれらの周波数成分によって磁界の方向を算出すれば、第1の雑音磁界と第2の雑音磁界の方向を容易に算出することができる。

もし、第1の周波数あるいは第2の周波数が信号磁界の周波数と近接している場合には、信号磁界の周波数近傍のみを通過させる帯域通過フィルタを通過した測定磁界に対して、雑音磁界が実質的に1個の場合の第4あるいは第5の方法と同様な方法により雑音磁界の方向を求めることが可能である。

第1の周波数と第2の周波数のいずれも信号磁界の周波数と一致しない場合には、雑音磁界が実質的に1個の場合の第1の方法と同様な方法でそれぞれの雑音磁界の方向を算出す

ばよい。

(他の実施例)

本発明は、磁界発生源が発生する信号磁界が実質的に軸対象である場合にも有効であり、対象性が低い磁界に比べてさらに少ない磁気センサの個数あるいはさらに少ない測定場所での測定で位置測定を行うことが可能である。

さらに、掘削位置の測定に影響を与える雑音磁界が実質的に1個のみであり、磁界発生源に設定された信号磁界の軸方向と対応する対称軸の鉛直方向からの傾きである傾斜角が既知であるときには、異なる2箇所以上の位置で得た測定磁界に対して、各測定磁界を得た位置で測定した雑音磁界の方向に鉛直な平面への射影成分を算出し、その射影成分から、磁界発生源の位置と対称軸の水平面内での方向である方位角とを算出することが可能である。

また、本発明方法においては、掘削位置の測定に影響を与える雑音磁界が実質的に1個のみであるときには、異なる3箇所以上の位置で得た測定磁界に対して、各測定磁界を得た位置で測定した雑音磁界の方向に鉛直な平面への射影成分を算出し、その射影成分から磁界発生源の位置と磁界発生源に設定された信号磁界の軸方向と対応する対称軸の鉛直方向からの傾きである傾斜角と対称軸の水平面内での方向である方位角とを算出することが可能である。

さらに、掘削位置の測定に影響を与える雑音磁界が実質的に2個のみであり、磁界発生源に設定された信号磁界の軸方向と対応する対称軸の鉛直方向からの傾きである傾斜角が既知である場合には、異なる4箇所以上の位置で得た測定磁界に対して、各測定磁界を得た位置で測定した第1の雑音磁界の方向と同じ位置で測定した第2の雑音磁界の方向との両方に鉛直な直線への射影成分を算出し、その射影成分から磁界発生源の位置と該対称軸の水平面内での方向である方位角とを算出することが可能である。

また、掘削位置の測定に影響を与える雑音磁界が実質的に2個のみであるときには、異なる5箇所以上の位置で得た測定磁界に対して、各測定磁界を得た位置で測定した第1の雑音磁界の方向と同じ位置で測定した第2の雑音磁界の方向との両方に鉛直な直線への射影成分を算出し、その射影成分から磁界発生源の位置と磁界発生源に設定された信号磁界の軸方向と対応する対称軸の鉛直方向からの傾きである傾斜角と該対称軸の水平面内での方向である方位角とを算出することが可能である。

また、さらに掘削位置の測定に影響を与える雑音磁界が実質的に2個のみであるときには、第1の雑音磁界の周波数成分であって、その周波数成分の周波数の近傍に第2の雑音磁界と

信号磁界が実質的に周波数成分を持たないその周波数成分を測定することによって、第1の雑音磁界のベクトルとしての方向を得るとともに、第2の雑音磁界の周波数成分であって、その周波数成分の周波数の近傍に第1の雑音磁界と信号磁界が実質的に周波数成分を持たないその周波数成分を測定することによって、第2の雑音磁界のベクトルとしての方向を得ることが可能である。

本発明においては、磁界を測定する磁気センサが実質的に同一場所における互いに直交する3個の軸方向の磁界を測定する3軸磁気センサを用いることが有効である。

本発明で用いる磁気センサとしては、実質的に同一の位置における互いに直交する3方向の磁界を測定できるものであればどのようなものでも使用可能であるが、実質的に同一の位置における互いに直交する3方向の磁界を検出する3軸磁気センサが適している。あるいは1方向の磁界のみが測定可能な1個の磁気センサを同一位置において、順次互いに直交する3方向に向けて直交する3方向の磁界を測定することもできる。

本発明を実施するに当たっては、例えば、図32のように、3軸磁気センサを固定する磁気センサ固定手段11を予め設けたフレーム12に、さらにフレームの鉛直からの傾きを検出する傾斜計13を設けたものを用意することができる。磁気センサ固定手段のフレーム上の位置は既知であり、磁気センサ固定手段は磁気センサをフレームに対して予め定められた所定の姿勢で固定する機能を備えている。磁気センサ固定手段11は、例えば、互いに直交する3面を備えたものであって、磁気センサのケースの所定の面をこれらのいずれかの面に押しつけて所定の角度で磁気センサを固定するような仕組みをもつものである。1個の磁気センサあるいは1個の3軸磁気センサをこれらの磁気センサ固定手段に順次固定しながら測定磁界を得る。

または、フレーム12上の予め定めた複数個の所定の位置に所定の姿勢で複数個の磁気センサを固定しておき、同時の複数の位置で測定磁界を得ることもできる。

このように、本発明方法には、3軸磁気センサを設置あるいは固定可能な磁気センサ固定手段を有するフレームであって、そのフレームに固定して設けた直交座標系の鉛直方向に対する傾斜角が検知可能な傾斜角センサを備えたフレーム上に、フレームに対する位置と姿勢が既知であるように設けた所要の個数の前記磁気センサ固定手段に磁気センサを設置あるいは固定してその磁気センサにより磁界を測定して、磁界測定時のフレームの傾斜角と各磁気センサ設置場所における磁気センサのフレームに対する姿勢とを用いて、各磁気センサ設置

場所において測定した磁界から測定磁界と雑音磁界と信号磁界を大地に固定した座標系におけるベクトルとして算出することができる。

本発明の信号磁界の磁界発生手段としてコイルを用いることができる。または磁界発生手段が一本の電線であっても構わない。さらに位置測定を行っている近傍のみで直線状の1本の電線であってもよい。

以上の説明したように、本発明によれば、工事現場の近傍に埋設電力線や鉄道線路等の雑音磁界源がある場合でも、これらが発生する雑音磁界の影響を受けることなく、信頼性が高い位置測定が可能となる。

本発明は非開削工法の掘削位置測定法として考案されたが、磁界を測定して位置を測定する多くの分野に応用が可能である。

【特許請求の範囲】

【請求項 1】 磁界発生源から発生されている交流磁界を地上の磁気センサで測定して、その測定された測定磁界の大きさと方向から該磁界発生源の位置を算出する非開削工法の掘削位置の測定方法であって、

前記磁界発生源から発生されている信号磁界以外に近傍の電流によって発生する雑音磁界が存在する場合に、

前記磁気センサで測定した前記測定磁界を、該雑音磁界のベクトルとしての方向と直交する平面上もしくは直線上に射影した射影成分または該射影成分を参照信号として元の測定磁界の同期検波をして得た信号磁界成分を用いて、

前記磁界発生源の位置と該磁界発生源の鉛直方向からの傾きである傾斜角と該磁界発生源の軸方向の水平面内での方向である方位角の少なくとも 1 個を算出する掘削位置測定方法。

【請求項 2】 前記雑音磁界のベクトルとしての方向を、近傍に磁界発生源が無い状態で位置測定に先立ち測定しておくことを特徴とする請求項 1 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 3】 前記信号磁界と異なる周波数の前記雑音磁界の周波数成分のベクトルとしての方向を測定して、該信号磁界と同じ周波数成分の雑音磁界のベクトルとしての方向とすることを特徴とする請求項 1 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 4】 前記信号磁界と異なる周波数の測定磁界の周波数成分のそれぞれに対してベクトルとしての方向を算出して、

該ベクトルとしての方向に直交する面あるいは線に該測定磁界を射影した射影成分の振幅あるいは方向の揺らぎが最小となるかあるいは所定の値以下になる該雑音磁界の周波数成分のベクトルとして方向を、前記信号磁界と同じ周波数成分の前記雑音磁界のベクトルとしての方向とすることを特徴とする請求項 3 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 5】 前記信号磁界と異なる周波数の前記雑音磁界の線スペクトル成分のそれぞれに対してベクトルとしての方向を算出し、

該ベクトルとしての方向に直交する面あるいは線に前記測定磁界を射影した射影成分の振幅の揺らぎあるいは方向の揺らぎが最小となるかあるいは所定の値以下になる該雑音磁界の線スペクトル成分のベクトルとしての方向を、前記信号磁界と同じ周波数成分の前記雑音磁界のベクトルとしての方向とすることを特徴とする請求項 4 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 6】 前記信号磁界を予め定められた手順にしたがって停止し、該信号磁界の

停止している時間を推定して、その時間における前記測定磁界の方向を雑音磁界のベクトルとしての方向とすることを特徴とする請求項 1 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 7】 前記測定磁界の強度が低下したことを検知して、前記信号磁界の停止している時間を推定することを特徴とする請求項 6 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 8】 前記信号磁界を所定の手順で周期的に停止し、
前記信号磁界が停止している期間には第 1 の数値をとり、該信号磁界を発生している期間には該第 1 の数値と異なる第 2 の数値をとり、時間平均が「0」の時間関数であるシーケンスと前記測定磁界の絶対値もしくはその絶対値の 2 乗の平方根、または前記測定磁界のベクトルとしての各成分の絶対値もしくはその絶対値の 2 乗の平方根との有限時間期間における時間相関関数を算出し、

前記第 1 の数値が前記第 2 の数値より大きいときには前記時間相関関数の最大値を与え、前記第 1 の数値が前記第 2 の数値より小さいときには前記時間相関関数の最小値を与える前記シーケンスの開始時刻を起点とする該シーケンスにより前記信号磁界が停止している時間区間を設定し、該時間区間内の前記測定磁界の方向を雑音磁界の方向とみなすことを特徴とする請求項 6 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 9】 前記信号磁界を所定の手順で周期的に停止し、
前記信号磁界が停止している期間には第 1 の数値をとり、該信号磁界を発生している期間には該第 1 の数値と異なる第 2 の数値をとり、時間平均が「0」の時間関数であるシーケンスであって、所定の時間単位を以て前記信号磁界の発信と停止を行うシーケンスにしたがって前記信号磁界を発信および停止し、

前記測定磁界の絶対値もしくはその絶対値の 2 乗の平方根、または前記測定磁界のベクトルとしての各成分の絶対値もしくは絶対値の 2 乗の平方根との有限時間期間における時間相関関数を算出し、

前記第 1 の数値が前記第 2 の数値より大きいときには、該時間相関関数の所定の値以上の極大値を与え、前記第 1 の数値が前記第 2 の数値より小さいときには前記時間相関関数の最小値を与える前記シーケンスの開始時刻を複数個求め、

該複数個の開始時刻の内の最先のものを残りの開始時刻から差し引いた時間差から、該時間差に最も近い前記時間単位の整数倍を除いたものの平均値を求め、

該平均値と前記最先の開始時刻との和の時刻を開始時刻を起点とするシーケンスにより信号磁界が停止している時間区間を設定し、該時間区間内の前記測定磁界の方向を雑音磁界の方向とみなすことを特徴とする請求項 6 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 10】 前記信号磁界を所定の手順で周期的に停止し、

該信号磁界が停止している期間には第 1 の数値をとり、該信号磁界を発生している期間には該第 1 の数値と異なる第 2 の数値をとり、時間平均が「0」であるシーケンスと前記測定磁界のベクトルとしての各成分の絶対値あるいは絶対値の 2 乗の平方根との有限時間関数における時間相関関数を算出し、

前記 3 個の時間相関関数がなすベクトルの方向に直交する面あるいは線に前記測定磁界を射影した射影成分の振幅あるいは方向の揺らぎが最小となるかあるいは所定の値以下になるときの該ベクトルの方向を、前記雑音磁界の方向とすることを特徴とする請求項 6 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 11】 前記信号磁界を所定の手順で周期的に停止し、

前記信号磁界を停止する周期以上の期間を前記信号磁界の停止期間以下の時間長の時間区間に分割し、該各時間区間において前記測定磁界に対するベクトルとしての方向を測定し、

該各時間区間の該測定磁界のベクトルとしての方向に直交する面あるいは線に該測定磁界を射影した射影成分の振幅もしくは方向の揺らぎが最小となるかまたは所定の値以下になる時間区間のベクトルとして方向を、前記雑音磁界のベクトルとしての方向とすることを特徴とする請求項 6 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 12】 前記信号磁界を所定の手順で周期的に停止し、

前記信号磁界が停止している期間には第 1 の数値をとり、信号磁界を発生している期間には該第 1 の数値と異なる第 2 の数値をとり、時間平均が「0」の時間関数であるシーケンスと測定磁界のベクトルとしての 3 成分の絶対値もしくはその絶対値の 2 乗の平方根との有限時間期間における時間相関関数を算出し、

1 回の前記シーケンスを実行する時間を前記信号磁界の停止期間以下の時間長の時間区間に分割し、各時間区間の代表時刻にける前記時間相関関数の 3 成分がなすベクトルに直交する面もしくは線に測定磁界を射影した射影成分の振幅または方向の揺らぎが最小となるかもしくは所定の値以下になる時間区間のベクトルとして方向を、前記雑音磁界のベクトルとしての方向とすることを特徴とする請求項 6 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 1 3】 前記磁界発生源が発生する前記信号磁界が一つの対称軸に関して実質的に軸対称であることを特徴とする請求項 1 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 1 4】 掘削位置の測定に影響を与える前記雑音磁界が実質的に 1 個のみであり、

前記磁界発生源に設定された前記信号磁界の軸方向と対応する前記対称軸の鉛直からの傾きである傾斜角が既知であるときに、

異なる 2 箇所以上の位置で得た他の測定磁界に対して、

該他の各測定磁界を得た位置で測定した前記雑音磁界の方向に鉛直な平面への射影成分を算出し、該射影成分または該射影成分を参照信号として元の測定磁界の同期検波をして得た信号磁界成分から、

前記磁界発生源の位置と、

該対称軸の水平面内での方向である方位角と

を算出することを特徴とする請求項 1 3 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 1 5】 掘削位置の測定に影響を与える前記雑音磁界が実質的に 1 個のみであるときに、

異なる 3 箇所以上の位置で得た他の測定磁界に対して、

該各測定磁界を得た位置で測定した前記雑音磁界の方向に鉛直な平面への射影成分を算出し、該射影成分または該射影成分を参照信号として元の測定磁界の同期検波をして得た信号磁界成分から、

前記磁界発生源の位置と、

該磁界発生源に設定された前記信号磁界の軸方向と対応する対称軸の鉛直からの傾きである傾斜角と、

該対称軸の水平面内での方向である方位角と

を算出することを特徴とする請求項 1 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 1 6】 掘削位置の測定に影響を与える雑音磁界が実質的に第 1 の雑音磁界と第 2 の雑音磁界との 2 個のみであり、

前記磁界発生源に設定された前記信号磁界の軸方向と対応する対称軸の鉛直からの傾きである傾斜角が既知であるときに、

異なる 4 箇所以上の位置で得た前記測定磁界に対して、

該各測定磁界を得た位置で測定した前記第 1 の雑音磁界と前記第 2 の雑音磁界の各方向との該両方向に鉛直な直線への射影成分を算出し、該射影成分または該射影成分を参照信号として元の測定磁界の同期検波をして得た信号磁界成分から、

前記磁界発生源の位置と、

該対称軸の水平面内での方向である方位角と

を算出することを特徴とする請求項 1 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 17】 掘削位置の測定に影響を与える前記雑音磁界が実質的に第 1 の雑音磁界と第 2 の雑音磁界との 2 個のみであるときに、

異なる 5 箇所以上の位置で得た前記測定磁界に対して、

該各測定磁界を得た位置で測定した該第 1 の雑音磁界と該第 2 の雑音磁界の方向との該両方向に鉛直な直線への射影成分を算出し、該射影成分または該射影成分を参照信号として元の測定磁界の同期検波をして得た信号磁界成分から、

前記磁界発生源の位置と、

該磁界発生源に設定された前記信号磁界の軸方向と対応する対称軸の鉛直からの傾きである傾斜角と、

該対称軸の水平面内での方向である方位角と

を算出することを特徴とする請求項 1 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 18】 掘削位置の測定に影響を与える雑音磁界が実質的に第 1 の雑音磁界と第 2 の雑音磁界との 2 個のみであるときに、

該第 1 の雑音磁界の周波数成分であって、該周波数成分の周波数の近傍には前記第 2 の雑音磁界と前記信号磁界が実質的に周波数成分を持たない該周波数成分を測定することによって、前記第 1 の雑音磁界のベクトルとしての方向を得るとともに、

前記第 2 の雑音磁界の周波数成分であって、該周波数成分の周波数の近傍には前記第 1 の雑音磁界と前記信号磁界が実質的に周波数成分をもたない該周波数成分を測定することによって、前記第 2 の雑音磁界のベクトルとしての方向を得ることを特徴とする請求項 1 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 19】 前記磁気センサが実質的に同一場所における互いに直交する 3 個の軸方向の磁界を測定する 3 軸磁気センサであることを特徴とする請求項 1 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 20】 前記 3 軸磁気センサを設置あるいは固定可能な磁気センサ固定手段を有するフレームを備え、

該フレームには該フレームに固定されて直交座標系の鉛直方向に対する傾斜角を検知することができる傾斜角センサを備え、

該フレームに対する位置と姿勢が既知であるように設けた所要の個数の前記磁気センサ固定手段に前記 3 軸磁気センサを設置あるいは固定して該 3 軸磁気センサにより他の磁界を測定して、

該他の磁界測定時のフレームの傾斜角と各 3 軸磁気センサの設置場所における該 3 軸磁気センサの前記フレームに対する姿勢とを用いて、

該各 3 軸磁気センサの設置場所において測定した該他の磁界から前記測定磁界と前記雑音磁界と前記信号磁界を大地に固定した座標系におけるベクトルとして算出することを特徴とする請求項 19 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 21】 所要の個数の磁気センサの設置場所のそれぞれに各 1 個の前記 3 軸磁気センサを固定して該他の磁界を測定することを特徴とする請求項 19 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 22】 1 個の前記 3 軸磁気センサを前記所要の磁気センサの設置場所に順次設置しながら磁界を測定することを特徴とする請求項 19 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 23】 前記磁界発生手段がコイルであることを特徴とする請求項 1 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 24】 前記磁界発生手段が一本の電線であることを特徴とする請求項 1 に記載の掘削位置測定方法。

【請求項 25】 前記磁界発生手段が測定を行っている位置の近傍に配置された直線状の 1 本の電線であることを特徴とする請求項 1 に記載の掘削位置測定方法。

要 約 書

掘削ヘッド中に格納されたコイルが発生する交流信号磁界を地上で検出して掘削位置を測定する際に、位置測定に影響を与える雑音磁界が存在する場合にも、高い信頼性を維持することができる位置測定方法を提供する。磁界発生源から発生されている交流磁界を地上の磁気センサで測定して、その大きさと方向から磁界発生源の位置を算出する非開削工法の掘削位置の測定方法であって、磁界発生源から発生されている信号磁界以外に近傍の電流によって発生する雑音磁界が存在する場合に、磁気センサで測定した測定磁界を、雑音磁界のベクトルとしての方向と直交する平面上あるいは直線上に射影した射影成分を用いて、磁界発生源の位置と該磁界発生源の鉛直方向からの傾きである傾斜角と該磁界発生源の軸方向の水平面内での方向である方位角の少なくとも1個を算出することを特徴とする構成を有している。